随 想

熱音響のキーワード

富永 昭*

Some Keywords Appeared in Thermoacoustics

Akira TOMINAGA*

1. はじめに

我が国における熱音響現象に関わる研究は低温工学協会と密接な関わりがある。低温工学誌にパルス管冷凍機に関わる論文¹⁾が初めて発表されたのは40年前の1968年である。この頃の論文には「熱流と仕事流の相互変換」という発想は見あたらない。それから11年後に熱音響自励振動にかかわる論文²⁾が低温工学誌に発表された。「熱音響」という言葉が出現したのは更に2年後の1981年のことである³⁾。この言葉から明らかなように「熱と音との関わり」が新しい関心事となった。新しい言葉は新しい概念の萌芽を意味する。また、この頃から定在波型熱音響冷凍機と熱音響自励振動とをまとめて理解しようとの努力が始まった。低温工学協会の調査研究会の一つとして20年前の1988年に始まった波動冷凍研究会は、名前を変えながら、現在の熱音響デバイス研究会へと続いてきた。

研究会の前半(1988年から1997年迄の10年間)の主な成果は、パルス管冷凍機が実用化されたことだけでなく、熱流と仕事流と両者の相互変換とに着目した熱音響理論が建設されたことだろう。熱音響理論は熱音響冷凍機(パルス管冷凍機、スターリング冷凍機、GM冷凍機など)と熱音響原動機(スターリングエンジン、熱音響自励振動)とドリームパイプなどの熱音響現象を統一的に理解することに貢献した。熱音響理論の数式表現は1995年の論文⁴⁾にまとめられ、1998年には『熱音響工学の基礎』⁵⁾も出版された。この教科書のあとがきや低温工学特集号(33巻4号、1998年)を読み返すと当時の熱気が思い出される。

教科書が出版された1998年頃から「熱音響」の「熱」の意味を検討し始めた。20世紀最後の3年間(1998年から2000年)は、熱音響自励振動の研究が進展するととも

に、エントロピー生成に着目した議論が始まった⁶⁾。特に原動機やヒートポンプの動作原理がエントロピー生成最小の法則であることや、熱音響自励振動での分岐現象もエントロピー生成最小の法則の現れであることなどが明らかにされた。この3年間の進展状況は低温工学特集号(36巻4号、2001年)にまとめられている。

熱音響理論ではエネルギー流、仕事流、エントロピー流などの移動量が重要である。このような移動量は、流体力学には含まれていない概念であり、平衡系の熱力学では忘れ去られた概念である。忘却の彼方にある概念を復活させるのは容易でない。熱力学史を繙くことから始めて、熱力学そのものを見直した結果は論文⁷⁾と拙著『誕生と変遷にまなぶ熱力学の基礎』(内田老鶴圃、2003年)にまとめられた。これから熱力学を学ぼうとする方は是非この書を読んで欲しい。2005年論文⁸⁾はエントロピー生成最小の法則の熱音響現象への応用例である。研究会の21世紀に入ってから主な成果は熱力学を再建したことだろう。

以上のように熱音響現象の研究は流体力学的視点からより大局的な熱力学的視点へと変貌を遂げてきた。

熱音響現象の研究では他分野の方々には親しみの薄い用語や概念が使われているので、以下に熱音響現象を理解するためのキーワードについて述べてみる。キーワードの選択は著者の主観に基づく。最後に熱音響機器の熱交換器について私見を述べる。

2. 音響インピーダンス

熱音響現象では流体が振動運動している。流体の振動運動を記述するためには流体力学を使うのが妥当だが、熱音響理論では流体力学の基本方程式の線型近似を使う。「熱音響」の「音響」の語源はここにある。熱音響理論は線型近似なので流体力学的厳密性に欠けるが、熱音響現象への非線型項の寄与が小さいなら、流体の振動運動の定性的記述には線型近似で十分だろう。

線型近似が有効なら、線型応答や電気回路網の線型理論でなじみのインピーダンスは熱音響機器の解析や設計でも便利なパラメータである。圧力変動を伴う振動流で

Received September 10, 2008

* 殿物理研究所

〒182-0036 東京都調布市西つつじヶ丘 1-17-14-206

Office of the rearward physics,

1-17-14-206 Nishitsutsujigaoka, Chofu, Tokyo 182-0006, Japan

E-mail: tominaga@gakushikai.jp

は圧力 p と流路断面内で平均した流速 $\langle u \rangle_r$ の比

$$z = \frac{p}{\langle u \rangle_r} \quad (1)$$

を音響インピーダンスと呼ぶことにする。ここで p と $\langle u \rangle_r$ は複素数表示なので音響インピーダンス z も複素数である。 z は、進行波では実数であるが、定在波では純虚数である。動作流体の多様性を考慮すると、 z を完全な進行波の音響インピーダンスで規格化したもののほうが便利ことが多い。初期の研究会では、熱音響機器の実験報告の際に圧力振幅（あるいは圧力比）が重視された。圧力振幅が大きいほうが熱音響機器の性能が高いという経験事実に基づいている。 z の偏角すなわち圧力と流速との間の位相差も重要なパラメータであることが判明し、1992 年になって位相差によるパルス管冷凍機の世代分けが提唱された。しかし、位相差がまともに測定できるようになったのは、振動する圧力と流速の同時計測⁹⁾が行われるようになった 1998 年以降のことである。こうして音響インピーダンス z の分布が観測できるようになり、その後にループ管に蓄熱器を設置する際の最適位置に関する実験研究などが進歩した。

3. 緩和時間と無次元パラメータ

熱音響現象では管内流体が圧力振動を伴いながら振動運動している。圧力振動を伴う流体の振動運動を音波とみなすことができるが、管内音波は固体壁の効果を考慮する必要があるという点で自由空間中の音波とは異なる。管内音波に及ぼす固体壁の効果は管が細ければ細いほど大きいだろう。例えば、管壁の温度が一般的な管では、流体の粘性や熱伝導のために、管内音波が減衰するが、この減衰は音の周波数が低く管が細いと著しい。なお、熱音響現象でもっとも興味深いのは管壁の温度が一般ではない場合であり、この場合には管内音波が減衰するとは限らない。

流体が振動運動している状態は平衡状態ではない。流体の圧力振動は温度振動をもたらす。流体の圧力振動を維持する機構が働かなくなれば、流体の温度振動は遅かれ早かれ止まる。この時定数として、熱拡散係数 α と管の内半径 r とから作られる特徴的時間（＝熱緩和時間） τ が存在する。 τ は、 α に反比例し、 r^2 に比例する。流体の粘性は流体の運動を阻止するように働くので、流体の振動運動を維持する機構が働かなくなれば、流体の振動運動は遅かれ早かれ止まる。この時定数は動粘性係数 ν と管の内半径 r とから作られる特徴的時間（＝粘性緩和時間） τ/Pr である。ここで Pr は流体のプラントル数である。

流体の温度振幅は固体壁の近くの熱境界層と呼ばれる領域で大きく変化する。熱境界層の厚さ δ は、熱拡散係数 α が大きいほど厚く、振動の角周波数 ω が高いほど薄い。流体の速度振幅は固体壁の近くの粘性境界層と呼ばれる領域で大きく変化する。粘性境界層の厚さは熱境界層の厚さ δ の $\text{Pr}^{1/2}$ 倍である。

振動の角周波数 ω と緩和時間 τ との積 $\omega\tau$ は管内音波に及ぼす固体壁の効果を表現する無次元パラメータである。無次元パラメータ $\omega\tau$ は、その大小にかかわらず、有効である。境界層の厚さ δ と管の内半径 r との比 δ/r も管内音波に及ぼす固体壁の効果を表現する無次元パラメータであり、 $\omega\tau$ と δ/r の間には

$$\omega\tau\left(\frac{\delta}{r}\right)^2 = 1 \quad (2)$$

の関係がある。境界層というイメージは境界層の厚さが管の内半径に比べて充分小さい（ $\delta \ll r$ ）場合には有効なイメージであるが、逆に、境界層の厚さが管の内半径に比べて大きい $\delta > r$ の場合にはイメージが成り立たない。にもかかわらず、管内音波に及ぼす固体壁の効果を δ/r で表現し続ける研究者グループも存在する。イメージが悪いと定性的理解を妨げるが、悪いイメージでも定量的理解には差し支えないと考えているのだろうか。

熱緩和時間 τ や粘性緩和時間 τ/Pr は非平衡状態から平衡状態へ向かう変化を特徴づけるタイムスケールなので熱力学的タイムスケールと呼ぶことができる。一方で、角周波数 ω で振動している状態を特徴づけるタイムスケールは振動の周期に比例する $1/\omega$ なので、 $1/\omega$ は力学的タイムスケールと呼ぶことができる。このように考えると、 $\omega\tau$ は熱力学的タイムスケール τ を力学的タイムスケール $1/\omega$ を単位として表現したモノである。

物体の変形を議論するレオロジーでは弾性体と流体とは連続的につながっている。物体の変形には有限の緩和時間を伴うので物体の挙動は観測時間に依存する。観測時間が緩和時間に比べて充分短いと物体は弾性体のように振る舞うけれども、逆に観測時間が緩和時間に比べて充分長くと物体は流体のように振る舞う。緩和時間/観測時間はレオロジーではデボラ数と呼ばれている。女性の名前に使われるデボラ（Deborah）の語源はミツパチを表すヘブライ語である。デボラは旧約聖書¹⁰⁾に女予言者として出現し、通称デボラの歌（士師記第5章）には

もろもろの山は主の前に揺り動き、
シナイの主、すなわちイスラエルの神、
主の前に揺り動いた。

とある。デボラ数は神々のタイムスケールでは山も流れるとのデボラの歌に因む呼称だろう。

観測時間として振動周期を採用すると、 $\omega\tau$ はデボラ数に比例する。 $\omega\tau$ が非常に大きい場合には、管内流体は完全弾性体のように振る舞い、圧力変動が波動方程式に従うが、 $\omega\tau$ が非常に小さい場合には、管内流体は粘性流体としての振る舞いが顕著となって、圧力変動が拡散方程式に従うようになる。このことを明確に示したのは管壁温度が一般的な場合の Yazaki 等の実験¹¹⁾である。この実験のように温度勾配がゼロの場合には、仕事流は上流よりも下流のほうが小さい。このことは音波の減衰に対応する。ここまでは流体力学的議論で十分である。

熱音響現象でもっとも興味深いのは管壁の軸方向の温

度勾配が有限の場合であり、この場合には熱流束と仕事流束との間で相互変換が生じる。この相互変換に本質的に寄与するのは熱膨張率であり、これを十分に生かすには $\omega \tau \ll 1$ が必要である。他方で粘性は一樣温度での音波の減衰に寄与するだけである。この意味で熱音響現象では粘性緩和時間 τ / Pr よりも熱緩和時間 τ の方が重要な熱力学的タイムスケールである。

4. 熱力学の基本法則

ある容積の中の示量性状態量が増える（減少する）場合には、この容積の中で対応する生成量が正（負）であるか、あるいは、対応する移動量がこの容積の表面を通して流入（流出）しているかである。つまり示量性状態量と移動量と生成量とは一組の概念であり、それぞれを独立に定義することはできない。孤立系はその定義によりその表面を通過する移動量の値がゼロなので、孤立系の示量性状態量の増減は孤立系の生成量の正負に対応する。定常状態では示量性状態量の増減が無いので、移動量の増大（上流よりも下流のほうが大きいこと）は生成量が正であることを意味する。

エネルギーとエントロピーとは熱力学で本質的に重要な示量性状態量である。エネルギーに関わる生成量（＝エネルギー生成）の値がゼロであるという経験則は熱力学第一法則あるいはエネルギー保存則として知られていて、エネルギー生成の値がゼロであることを強調する場合にはエネルギー不生成とも呼ばれる。エントロピーに関わる生成量（＝エントロピー生成）の値は、平衡状態ではゼロだが、一般的には正であって、負になることはないという経験則は熱力学第二法則として知られている。熱力学第二法則の最初の定式化とされているクラウジウスの不等式は定常状態に関わる法則であって、定常状態ではエントロピーに関わる移動量（＝エントロピー流）の値は上流よりも下流のほうが大きいこと（エントロピー流増大）を表す。後にエントロピーという示量性状態量を導入したクラウジウスは孤立系のエントロピーは減ることがないことに気づき熱力学第二法則をエントロピー増大則と表現した。定常状態でのクラウジウスの不等式と孤立系のエントロピー増大則とはいずれも熱力学第二法則のあらわれである。熱力学第一法則を満足していても熱力学第二法則に抵触する状態は自然界には存在しない。

温度は平衡状態を特徴づける示強性状態量であり、局所平衡を仮定しても非平衡状態での温度分布は熱力学第二法則を満足しなければならない。質量保存則、運動量保存則、エネルギー保存則を基本法則とする流体力学は熱力学第二法則を含まないので、流体力学的計算の結果が熱力学第二法則を満足するとは限らない。流体力学では境界条件の一つである温度分布や温度勾配は任意に選ぶことができるように誤解されがちだが、流体力学的計算の結果が熱力学第二法則を満足するように温度分布や

温度勾配を選ぶ必要がある。

エントロピー生成は熱力学的状態の安定性と関わりがあり、熱力学第一法則と熱力学第二法則を満足する熱力学的状態が複数存在する場合には、その中でエントロピー生成が最小の熱力学的状態が安定に実現される。このことをエントロピー生成最小の法則と呼ぶ。孤立系のエントロピー生成は、熱力学第二法則により負になることがないので、孤立系が非平衡状態から平衡状態へと向かって変化するのもエントロピー生成最小の法則の現れである。

熱力学の基本法則とされる第一法則と第二法則だけでなくエントロピー生成最小の法則も生成量に関わる経験則であることは興味深い。理工系の学部で学ぶ熱力学は平衡系の熱力学なのでエネルギー生成もエントロピー生成もゼロである。このために移動量だけでなく生成量すら熱力学の講義に現れないことがある。熱力学は熱機関という非平衡状態の研究から始まり、後に平衡状態の熱力学が進歩したという歴史的経緯も熱力学の講義で伝えるべきだろう。

熱音響現象でもっとも興味深いのは管壁の軸方向の温度勾配が有限の場合である。この場合には管の軸方向の仕事流束や熱流束の方向と分布が温度勾配の大きさに依存する。原動機の蓄熱器のように管壁の軸方向の温度勾配と仕事流束の向きが同じ場合には、仕事流束は上流よりも下流のほうが大きく、熱流束は仕事流束とは逆向きで上流よりも下流のほうが小さい。ヒートポンプの蓄熱器のように管壁の軸方向の温度勾配と仕事流束の向きが逆の場合には、仕事流束は上流よりも下流のほうが小さく、熱流束は仕事流束とは逆向きで上流よりも下流のほうが大きい。このように熱機関として動作している蓄熱器では、熱流束と仕事流束とは逆向きでそれぞれの大きさは場所に依るが、エネルギー流束（＝熱流束と仕事流束との和）はエネルギー保存則により一樣である。このことは熱流束と仕事流束との間の相互変換を意味する。

熱流束と仕事流束との間の相互変換を議論する際にエネルギー流束を熱流束と仕事流束とに分けて考えた。エネルギー流束には対応する示量性状態量や生成量が存在するが、仕事流束や熱流束には対応する示量性状態量や生成量は存在しないことに注意して欲しい。熱流束と仕事流束との違いはエントロピー流束との関わりにある。移動量を想定する場合にはその移動量が通り抜ける面を想定する必要がある。熱流束はその面の温度とエントロピー流束との積に比例する。仕事流束はエントロピー流束とは無関係である。

熱音響現象では温度も振動しているが、熱音響理論では、平均温度 T_m の面を想定して、この面を通り抜ける移動量を考える。特に熱流束は T_m とエントロピー流束との積に比例すると仮定する。熱流束を想定するときに平均温度 T_m の面を想定したので、仕事流束やエネルギー流束についても同じ平均温度 T_m の面を想定していることになる。

5. 周期的定常状態

熱音響現象は平衡状態でも定常状態でもない。温度勾配が有限だから平衡状態でないことは明白だし、圧力や流速が時刻に依存するから定常状態でもない。

時刻に依存する量が振動するが、その振幅や振動数などが時刻に依らないような状態を周期的定常状態と呼ぶことにしよう。そうすると、まともな解析に耐える熱音響現象は周期的定常状態だけである。

熱音響理論の対象は周期的定常状態に限られている。流体力学の基本方程式は時刻依存性をも記述する偏微分方程式であるが、熱音響理論ではこの基本方程式のフーリエ変換を使う。つまり時間領域での議論を避けて周波数領域で議論する。周期的定常状態を対象として時刻に依存しない量に着目することは時間領域での疎視化であり、時間分解能は高々1周期である。

熱音響理論では移動量と生成量が時刻に依らないように振動量と結びつけられているので、熱音響理論に現れる移動量と生成量は時刻に依存しない。時刻に依存しない量に着目することは物理の常套手段であり、たとえば、初期の力学では運動量保存則に着目して物体の運動（例えば振り子や惑星の運動）を議論したが、後に力学的エネルギー（＝運動エネルギー＋位置エネルギー）が時刻に依存しないことが判明し、力学的エネルギーに着目するようになった。

仕事流束は圧力 p と流路断面内で平均した流速 $\langle u \rangle_r$ の積の時間平均

$$I \equiv \langle p \cdot \langle u \rangle_r \rangle, \quad (3)$$

であり、音響学では音響強度と呼ばれている。音響強度のこの表現は光の強度がポインティングベクトル（＝電場 $\mathbf{E}$ と磁場 $\mathbf{H}$ のベクトル積）の時間平均 $\langle \mathbf{E} \times \mathbf{H} \rangle_t$ であることに対応する。音は縦波なのでスカラー積であるが光は横波なのでベクトル積となる。 p と u の同時計測⁹⁾により仕事流を評価することは熱音響現象の理解に貢献し、*THERMOACOUSTICA* などによるシミュレーション結果が妥当であることを示した。音響学の分野では p と u のいずれか一方だけ測定して音響強度を推定してきたが、この伝統的方法是、進行波にのみ使える方法なので、無響室以外では使えない。 p と u の同時計測により音響強度 I を求める方法は、無響室に限定されないので、音響学の分野では歴史的快挙である¹²⁾。

周期的定常状態では振幅や位相の周波数依存性が重要なので、振動量の時系列データそのものよりも振幅と位相の周波数スペクトルが重要である。現在のデータ処理技術では、記録容量の大きいメモリーと完成度の高いフーリエ変換ソフトが使えるので、時系列データから振幅と位相の周波数スペクトルを得ることは容易である。

このことは熱音響現象の実験にとって革命的变化をもたらした。圧力センサーからの時系列データを使うと圧

力の振幅と位相の周波数スペクトルが得られる。レーザードップラー流速計などからの時系列データを使うと流速の振幅と位相の周波数スペクトルが得られる。圧力と流速とが同時計測されているなら、圧力と流速の位相差の周波数スペクトルも得られる。こうして圧力と流速の同時計測の時系列データから仕事流を見積ることが可能となった⁹⁾。仕事流が見積もり可能ということは仕事流の向きと大きさが判ることを意味する。

周期的定常状態での温度計測は至難の業だった。温度センサーの応答関数が未知なためである。熱電対からの時系列データをフーリエ変換する方法で、Tashiro 等は周期的定常状態での温度計測を校正法も含めて 2005 年に確立した^{13,14)}。これだけでも画期的なことであり、周期的に振動する温度の計測技術は熱音響現象以外の分野でも役立つに相違ない。

2年後の 2007 年に Tashiro 等は圧力振動と温度振動と流速振動の同時計測により、流体要素のエントロピー変動や体積変動を推定し^{15,16)}、「熱流と仕事流の相互変換」という発想に実験的肉付けを行った。温度勾配が有限のところで流速振動を観測するためにはレーザードップラー流速計が使われた。この実験が 10 年前に行われていたら難解で無味乾燥な数式に観測結果のグラフを付けることで教科書⁵⁾は遥かに判りやすくなったことだろう。

6. 熱音響機器の吸放熱器

熱流の出入り口としての吸放熱器は熱音響機器にとって必要不可欠な部品の一つであるが、熱音響機器の吸放熱機構については未だにそのイメージすら確立されていない。定常流熱交換器の伝統的理解をそのまま振動流に拡張して複雑な計算を行った報告はあるが、実験結果との比較がない。蓄熱器やスタックの両端には吸放熱器として機能することを期待して熱伝導度の高い材料でつくられた部品（吸放熱器）が設置されているのが普通だが、この部品が吸放熱器として機能しているかどうかは必ずしも定かでない。この部品の長さを変えても吸放熱量があまり変化しないどころか、短ければ短いほど良いという実験報告すら存在するようだ。水スターリングエンジンやレイケ管では吸放熱器としての役割を期待して設計製作された部品が見あたらない。

蓄熱器では、側壁が外界から遮断されているので、熱力学第一法則により軸方向のエネルギー流は軸方向に一樣であるが、吸放熱器では、側壁を通る仕事流の出入りは無いが熱流の出入りが有限なので、熱力学第一法則を使うと軸方向のエネルギー流は軸方向の位置に依存する必要がある。軸方向の熱流束 Q と仕事流束 I を使って表現すると、軸方向のエネルギー流束は $Q + I$ なので、軸方向のエネルギー流は

$$\int (Q + I) dA = \int Q dA + \int I dA \quad (4)$$

である。ここで dA は軸に垂直な流路断面の無限小面積であり、積分領域は流路断面全体である。(4)の右辺第1項

は熱流であり、第2項は仕事流である。

仕事流束 I は圧力振幅と流速振幅とに比例し、圧力振幅と流速振動の位相差に依るが、 $\omega \tau$ に依らない。

熱流束

$$Q = Q_\theta + Q_D + Q_\kappa \quad (5)$$

は3項からなる。単純熱伝導による熱流束 Q_κ と流速振幅の2乗に比例する熱流束 Q_D とは軸方向の温度勾配 ∇T_m に比例し、その向きは ∇T_m とは逆である。圧力振幅と流速振幅とに比例する

$$Q_\theta \equiv Q_{\text{prog}} + Q_{\text{stand}} \quad (6)$$

は圧力振動と流速振動の位相差に依存するが、温度勾配 ∇T_m に依らない。 Q_κ は $\omega \tau$ に依らないが、 Q_D と Q_θ は $\omega \tau$ に依る。

6.1 軸方向のエネルギー流束が連続で微分可能な場合

流路断面積が軸方向に一樣で、軸方向のエネルギー流束 $Q + I$ が連続で微分可能な吸放熱器を想定することから始めよう。この吸放熱器の単位体積当たりの吸熱量 q は、蓄熱器では零で、放熱器では負だが吸熱器では正でなければならない。 Q と軸方向のエネルギー流束 $Q + I$ との関係は、熱力学第一法則により、

$$q = \nabla(Q + I) = \nabla Q + W \quad (7)$$

である。ここで ∇ は軸方向の空間微分演算子である。

$W \equiv \nabla I$ は仕事源である。

仕事源 W も3項からなる：

$$W = W_\theta + W_v + W_p \quad (8)$$

圧力振幅の2乗に比例する W_p と流速振幅の2乗に比例する W_v とは負で、仕事の散逸を表す。 W_v と W_p とはいずれも温度勾配 ∇T_m に依らない。圧力振幅と流速振幅とに比例する

$$W_\theta \equiv W_{\text{prog}} + W_{\text{stand}} \quad (9)$$

は温度勾配 ∇T_m に比例する。 Q_θ と W_θ はいずれも熱流と仕事流との相互変換に関わるので熱音響熱機関にとって重要である。

まず、圧力変動が無視できるほど小さい振動流の場合を想定する。定常流熱交換器の伝統的議論では圧力変動を考慮しないからである。 W_p は圧力振幅の2乗に比例し、 Q_θ と W_θ は圧力振幅に比例するので、圧力変動が無視できるほど小さい振動流では、圧力振幅に依存しない項だけが重要で

$$\begin{cases} Q = Q_D + Q_\kappa \\ W = W_v < 0 \end{cases} \quad (10)$$

従って

$$q = \nabla(Q_D + Q_\kappa) + W_v \quad (11)$$

である。負の W_v は仕事の粘性散逸による発熱を表す。 Q_D と Q_κ とは温度勾配 ∇T_m に比例し、その向きは ∇T_m の符号とは逆である。こういうわけで、粘性散逸による放熱を無視する近似では、この吸放熱器の単位体積当たりの吸熱量 q は $\nabla^2 T_m$ の正負に応じて放熱器になったり吸熱器になったりする可能性がある。しかし、有限の $\nabla^2 T_m$ を必要とする吸放熱器は現実的とは言えない。

次に、一樣温度 ($\nabla T_m = 0$) の吸放熱器を想定してみよう。熱伝導度の高い材料で作られた吸放熱器では良い近似で $\nabla T_m = 0$ だろう。 W_θ 、 Q_D 、 Q_κ は ∇T_m に比例するので、この吸放熱器の中では

$$\begin{cases} Q = Q_\theta \\ W = W_v + W_p < 0 \end{cases} \quad (12)$$

である。負の W は仕事の散逸による発熱を表す。 Q_θ は圧力や流速の振幅と位相差に依存するが、振幅も位相差も軸方向に大きく変化することは期待できない。従って、熱伝導度の高い材料でつくられた部品に吸熱器としての機能を期待するには無理がある。

こういうわけで、流路断面積が一樣で、エネルギー流束 $Q + I$ が連続で微分可能な吸熱器は非現実的である。

6.2 軸方向のエネルギー流の不連続面

最後に軸方向のエネルギー流が不連続な場合を考えよう。例えば、蓄熱器とパルス管部との境界面では、仕事流 (= (4)の右辺第2項) は連続だが、熱流 (= (4)の右辺第1項) は不連続である。この境界面では、 $\omega \tau$ が不連続なので、 $\omega \tau$ に依存する Q_D と Q_θ が不連続になる。

境界面での熱流の飛びは境界面での吸放熱量そのものである。実際に蓄熱器の端が直接パルス管につながっている場合でも、蓄熱器の両端が吸放熱器の役割を果たし、パルス管冷凍機はヒートポンプ作用をおこなう。境界面での熱流の飛びなら水スターリングエンジンやレイケ管での吸放熱が理解できる。圧力振幅の小さいドリムパイプでも両端は Q_D が不連続なので吸放熱器として機能する。

これが熱音響機器の吸放熱機構の熱音響理論に基づくイメージである。

蓄熱器等の端面が吸放熱器としての役割を果たしているのので、この面内の熱流束が有限でなければならない。これを助けるのが蓄熱器等の端面に密着するように設置された高熱伝導度の多孔板である。この板の多数の孔は振動流を妨げないためである。この板の厚さが有限なので、この板を通して径方向の熱流束が確保できるし、この板の熱伝導度が高いので蓄熱器との接触面あるいはパルス管部との境界面は近似的に等温面と見なせる。

熱音響機器の吸放熱器のイメージは定常流熱交換器の伝統的イメージとはかなり異なる。第1に、定常流熱交換では流体と器壁との温度差が原因で吸放熱が発生するが、熱音響機器の吸放熱器では吸放熱が原因で蓄熱器等の端面内に温度差が生じる。第2に、定常流熱交換では流体と器壁との接触面積が広いことが望ましいが、熱音響機器の吸放熱器では流体と器壁との接触面積の大小は問わない。

このように考えると、蓄熱器のイメージと理解に変革をもたらした熱音響理論は熱音響機器の吸放熱機構のイメージをも変革したことになる。

7. おわりに

過去 20 年間に熱音響現象のイメージが大きく変化した。初めの 10 年間は実験的証拠が少ないので新しいイメージは机上の空論に近かったが、実験技術の進歩により、後半の 10 年間で新しいイメージの実験的裏付けが進んだ。イメージが大きく変化する時期に熱音響に関わる研究会に皆勤できたことは幸運に恵まれたとしか言いようがない。

熱音響現象の新しいイメージに内包されている重要概念を素描するつもりで執筆したがとりとめのない駄文となってしまった。引用文献が偏っているのは、定年退職とともに多くの資料を廃棄したので、過去を振り返る材料すら手元にないためである。

定性的理解は定量的理解に先行する。定性的に理解した事柄に数式表現を与えると定量的記述が可能となり、観測事実との定量的比較ができるようになる。定性的に理解するためには新しいイメージや新しい概念が要求されることもある。老人が戸惑う新しいイメージや概念を若人は躊躇なく受け容れることができる。このことは、若人の特権だろう。

今年から熱音響デバイス研究会として新たに出発した研究会（東京、7 月 19 日）の参加者が若返ったことは良いことだ。多数の若者が参加している研究会は将来の発展が楽しみだ。

参 考 文 献

- 1) K. Oshima, Y. Matsubara and T. Kubo: "Experimental investigation of pulse tube refrigerator," TEION KOGAKU **3** (1968) 72-77 (in Japanese)
大島恵一、松原洋一、久保喬志：「パルス管冷凍機の試作」、低温工学 **3** (1968) 72-77
- 2) A. Tominaga, T. Yazaki and Y. Narahara: "Stability limit for thermally driven acoustic oscillations," TEION KOGAKU **14** (1979) 122-127 (in Japanese)
富永 昭、矢崎太一、櫛原良正：「熱振動の発生条件」、低温工学 **14** (1979) 122-127
- 3) A. Tominaga, T. Yazaki and Y. Narahara: "Thermoacoustic and acoustothermal effects," TEION KOGAKU **16** (1981) 131-136 (in Japanese)
富永 昭、矢崎太一、櫛原良正：「熱音響効果と音響熱効果」、低温工学 **16** (1981) 131-136
- 4) A. Tominaga: "Thermodynamic aspects of thermoacoustic theory," Cryogenics **35** (1995) 427-440
- 5) 富永 昭：「熱音響工学の基礎」、内田老鶴圃、東京 (1998)
- 6) A. Tominaga: "Understanding of thermoacoustic phenomena and their applications," J. Phys. Soc. Japan **55** (2000) 326-331 (in Japanese)
富永 昭：「熱音響現象の理解とその応用」、日本物理学会誌 **55** (2000) 326-331
- 7) A. Tominaga: "Implicit concepts of thermodynamics," TEION KOGAKU **38** (2003) 363-370 (in Japanese)
富永 昭：「熱力学に潜在している基本概念」、低温工学 **38** (2003) 363-370
- 8) A. Tominaga: "Simple heat-conduction and thermoacoustic selfsustained oscillation branches," TEION KOGAKU **40** (2005) 13-21 (in Japanese)
富永 昭：「単純熱伝導分岐と熱音響自励振動分岐」、低温工学 **40** (2005) 13-21
- 9) T. Yazaki and A. Tominaga: "Measurement of sound generation in thermoacoustic oscillations," Proc. R. Soc. London **A454** (1998) 2113-2122
- 10) 「旧約聖書」、日本聖書協会、東京 (1958)
- 11) T. Yazaki, Y. Tashiro and T. Biwa: "Measurements of sound propagation in narrow tubes," Proc. R. Soc. **A 463** (2007) 2855-2862
- 12) H. Bailliet, P. Lotton, M. Bruneau, V. Gusev, J. C. Valière and B. Gazengel: "Acoustic power flow measurement in a thermoacoustic resonator by means of laser Doppler anemometry (L.D.A) and microphonic measurement," Appl. Acoust. **60** (2000) 1-11
- 13) Y. Tashiro, T. Yazaki and T. Biwa: "Calibration of a thermocouple for measurement of oscillating temperature," Rev. Sci. Instrum. **76** (2005) 124901-1-124901-5
- 14) Y. Tashiro, T. Yazaki and T. Biwa: "Determination of a response function of a thermocouple using a short acoustic pulse," J. Acoust. Soc. Am. **121** (2007) 1956-1959
- 15) 田代雄亮：「局所的変動量測定による熱音響エネルギー変換の直接観測」(博士論文、2007)
- 16) Y. Tashiro, T. Yazaki and T. Biwa: "Observation of thermoacoustic energy conversion," J. Power Energy Syst. **2** (2008) 1261-1266

富永 昭 1942 年 3 月生。1966 年東京大学教養学部基礎科学科卒業。1966 年住友金属工業(株)中央技術研究所溶接研究室勤務。1967 年東京教育大学理学部勤務。1975 年筑波大学勤務。主にヘリウムの低温物性、熱音響現象の研究に従事。2005 年 3 月筑波大学を定年退職。2006 年 5 月、鮭に倣って東京へ U ターン。日本物理学会会員、低温工学協会会員。理学博士。